

Approved For Release STAT
2009/08/19 :
CIA-RDP88-00904R000100120

Dec

Approved For Release
2009/08/19 :
CIA-RDP88-00904R000100120



Вторая Международная конференция
Организации Объединенных Наций
по применению атомной энергии
в мирных целях

A/CONF/15/P/2219
USSR
ORIGINAL: RUSSIAN

Не подлежит оглашению до официального сообщения на Конференции

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

А.И.Лейпунский, О.Д.Казачковский, Г.Я.Ар-
тюхов, А.И.Барышников, Т.С.Баланова,
В.Н.Галков, Ю.Я.Стависский, Э.А.Стумбур,
Л.Е.Шерман

Развитие проблемы создания реакторов на быстрых нейтронах с расширенным воспроизводством ядерного горючего поставило задачу измерения эффективных сечений радиационного захвата для веществ, используемых в качестве конструкционных материалов, теплоносителей и разбавителей (в том числе для U^{238} и Pu^{232}).

Радикационный захват нейтронов важен, в первую очередь, с точки зрения воспроизводства делящихся изотопов. Захват нейтронов в конструкционных материалах, теплоносителях, в нейтральных разбавителях приводит к потере нейтронов для воспроизводства. В то же время радиационный захват в U^{238} и Pu^{232} ведет к появлению новых делящихся изотопов и, таким образом, лежит в основе возможных циклов воспроизводства. Помимо этого, радиационный захват в конструкционных материалах и теплоносителе в основном определяет их активацию в реакторе. С величиной этой активации связаны условия эксплуатации реакторов и требования, предъявляемые к радиационной защите.

Ко времени начала экспериментальных работ (1950) имелись весьма ограниченные и противоречивые данные по сечениям радиационного захвата быстрых нейтронов. Это сделало необходимой постановку целого ряда исследований. Измерения велись различными методами для нейтронов различных энергий и для возможно большего числа изотопов с тем, чтобы получить необходимые при расчетах реакторов

25 YEAR RE-REVIEW

- 2 -

константы с наибольшей надежностью. Измерение сечений для большого числа изотопов, в том числе и для тех, которые не могут быть использованы в реакторах, позволяло с привлечением теории производить оценки сечений захвата, не поддающихся прямым измерениям.

Одним из наиболее простых и употребительных способов измерения сечений захвата является, как известно, метод активации. К числу его преимуществ относится возможность измерения сечений отдельных изотопов без разделения естественных смесей изотопов, возможность использования малых количеств исследуемых веществ (порядка мг). Однако применимость его существенно ограничена активируемыми изотопами. Поэтому наряду с методом активации при измерениях сечений захвата применялись методы, основанные на измерении интенсивности излучения захвата, на ослабление потока нейтронов в сферической геометрии, метод котельного осциллятора. Использование этих методов позволяло получать сечения захвата для неактивируемых изотопов.

Сечения захвата измерялись как для моноэнергетических нейтронов (нейтроны от ядерных реакций $T(p,n)He^3$, $D(D,n)He^3$, фотонейтроны $Sb-Be$, $Na-D_2O$, $Na-Be$, так и для широких спектров нейтронов (нейтроны деления, более мягкие спектры нейтронов, устанавливающиеся в активной зоне и в экране реактора на быстрых нейтронах). Измерения для широких спектров труднее интерпретировать, однако, при их проведении практически отсутствуют ограничения по интенсивности. Это позволяет измерять весьма малые сечения, недоступные для измерений с моноэнергетическими нейтронами.

Легко видеть, что в большинстве случаев измеренные сечения определяются многими уровнями промежуточного ядра, ибо даже для нейтронов от ядерных реакций действительная ширина энергетического распределения нейтронов значительно превосходит среднее расстояние между уровнями (исключая легкие и "магические" ядра). Экспериментальные работы по измерению сечений радиационного захвата, рассматриваемые в настоящем докладе, проводились в течение 1950-1957 гг. В основном производились относительные измерения, и для получения абсолютных значений сечений использовались некоторые опорные сечения (сечения захвата тепловых нейтронов, сечения захвата быстрых нейтронов изотопами, выбранными в качестве эталонов и т.п.).

- 3 -

Приведенные в докладе результаты измерений пересчитаны на основе наиболее поздних опубликованных опорных сечений. В погрешности результатов не включены погрешности в опорных сечениях. Принимались следующие опорные сечения для основных эталонов:

I^{127}	24 кэв : 0,32 барн	/1/
	200 кэв : 0,40 барн	/2/
U^{235}	200 кэв : 1,47 барн	/3/

Pu^{239} Центр активной зоны реактора на быстрых нейтронах : 1,83 барн. /4/

Экран реактора на быстрых нейтронах; 1,75 барн /4/

Использовались сечения захвата тепловых нейтронов, приведенные в /5/ , /6/.

I. Радиационный захват нейтронов от реакций



I) Активационные измерения

Методом активации были измерены сечения захвата для ряда изотопов при энергии нейтронов $\sim 0,2$, $\sim 2,7$ и ~ 4 Мэв. Нейтроны энергии $\sim 0,2$ Мэв получались при реакции $\text{P}(\text{p}, \text{n})\text{He}^3$, протекавшей на мишени ускорительной трубки каскадного генератора. Энергетический разброс нейтронов определялся, в основном, толщиной мишени и составлял ~ 30 кэв. Образцы исследуемых веществ и образец йода-127, используемый как эталонный, совместно облучались в потоках быстрых (рис. 1) и тепловых нейтронов.

Облучение тепловыми нейтронами производилось в тепловой колонне уран-графитового реактора при кадмиевом отношении ~ 200 (по йоду). Активности образцов измерялись с помощью торцовых газоразрядных счетчиков типа МСТ-17.

В случае, если времена облучения, высвечивания и измерения для каждого образца остаются постоянными, сечение захвата может быть определено по соотношению:

$$\sigma_c = \sigma_{cэ} \cdot \frac{\sigma_{ст}}{\sigma_{эт}} \cdot \frac{A_{\delta}}{A_{\deltaэ}} / \frac{A_{\pi}}{A_{\piэ}}, \quad (1)$$

- 4 -

где $\frac{A_{\delta}}{A_{\delta_2}}$ и $\frac{A_{\pi}}{A_{\pi_2}}$ - отношения активностей исследуемого и эталонного образцов в потоках быстрых и тепловых нейтронов;
 $\sigma_{сз}$, $\sigma_{эт}$ - сечения захвата быстрых и тепловых нейтронов эталоном;
 $\sigma_{ст}$ - сечение захвата тепловых нейтронов исследуемым элементом.

При измерении сечений захвата нейтронов энергий 2,7 и 4 Мэв источником нейтронов служила реакция $D(D,n)He^3$, протекавшая на мишени из тяжелого льда. Облучавшиеся образцы располагались под углами 90° и 0°, что и соответствовало средним энергиям, захватываемых нейтронов ~ 2,7 и 4 Мэв. Сечение захвата нейтронов энергии 2,7 и 4 Мэв йодом-127 измерялось путем сравнения с сечением деления U^{238} и составило:

$$\begin{aligned}\sigma_{2,7} &= 47 \pm 2 \text{ мбарн.} \\ \sigma_4 &= 23 \pm 1 \text{ мбарн.}\end{aligned}$$

Результаты измерений для нейтронов энергий 0,2, 2,7 и 4 Мэв приведены в табл. I.

При измерении сечения захвата нейтронов и U^{238} регистрировалась β -активность U^{239} . Для снижения начальной активности урана и для удаления осколков деления производилась химическая очистка методом эфирной экстракции.

Для понижения естественной β -активности тория отделялись продукты естественного распада с использованием метода носителей. В качестве носителей применялись барий, висмут и свинец. Ввиду сложности методики удаления осколков деления сечение захвата тория измерялось лишь для нейтронов энергии ~ 0,2 Мэв.

У ряда элементов при облучении нейтронами энергии 2,7 и 4 Мэв наблюдалась дополнительная активация из-за (n, p) , (n, α) процессов (алюминий, хлор) и за счет возбуждения изомерных состояний при неупругом рассеянии (индий, ртуть). В случае алюминия и ртути эти эффекты отделить не удалось. Поэтому для них получены верхние границы сечений захвата.

- 5 -

Таблица 1

Сечения активации (миллибарны)

Изотопы	0,2 МэВ	2,7 МэВ	4 МэВ
Na ²³	$1,8 \pm 0,18$	$< 0,23$	$< 0,12$
Mg ²⁶	$8,2 \pm 1,2$	$0,35 \pm 0,09$	$0,25 \pm 0,05$
Al ²⁷	$5,6 \pm 0,56$	$< 3,5$	$< 1,8$
Si ³⁰	$5,5 \pm 0,5$	$0,3 \pm 0,3$	$0,67 \pm 0,10$
Cl ³⁷	$4,31 \pm 0,04$	$0,65 \pm 0,09$	$0,34 \pm 0,09$
V ⁵¹	$10,0 \pm 0,8$	$1,97 \pm 0,08$	$1,78 \pm 0,06$
Mn ⁵⁵	$19,7 \pm 1,1$	$3,12 \pm 0,3$	$1,79 \pm 0,18$
Ni ⁶⁴	$43,5 \pm 4,1$	$< 5,2$	$2,6 \pm 1,3$
Cu ⁶⁵	$13,9 \pm 1,5$	$4,75 \pm 0,05$	$2,77 \pm 0,03$
Zn ⁶⁹	$35 \pm 4,5$	$< 13,6$	$< 9,14$
Bz ⁷⁹	$328 \pm 8,0$	$26,4 \pm 0,5$	$11,7 \pm 0,3$
Bz ⁷⁹	140 ± 12	$14,3 \pm 0,7$	$6,6 \pm 0,4$
Mo ¹⁰⁰	$51,6 \pm 2,1$	$6,50 \pm 0,7$	$3,9 \pm 0,4$
Ag ¹⁰⁷	390 ± 13	56 ± 1	$29,4 \pm 0,9$
In ¹¹⁵	$234 \pm 15,6$	74 ± 3	$39,2 \pm 1,6$
Ba ¹³⁸	$5,16 \pm 0,8$	$1,14 \pm 0,23$	$0,78 \pm 0,24$
W ¹⁸⁶	180 ± 13	< 36	< 19
Hg ²⁰⁴	< 250	< 50	< 25
Pb ²⁰⁸	$7,5 \pm 3,8$	$1,1 \pm 0,5$	$0,50 \pm 0,25$
Th ²³²	217 ± 11	-	-
U ²³⁸	194 ± 8	$53,3 \pm 1,6$	$33,3 \pm 1,2$

- 6

2) Регистрация γ -излучения радиационного захвата

Для измерения сечений захвата нейтронов энергии $\sim 0,2$ Мэв в 1951-1954 гг. было использовано два метода, основанных на регистрации γ -излучения захвата. Основная трудность подобных измерений обусловлена фоном γ -лучей, исходящих из источника нейтронов. Это исключило применение целого ряда ядерных реакций, используемых обычно как источники нейтронов - $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$,

$\text{C}^{12}(d,n)\text{N}^{13}$ и т.п. В качестве источника нейтронов оказалось возможным использовать лишь реакцию $\text{T}(p,n)\text{He}^3$.

При измерении сечений первым методом в одинаковом потоке нейтронов от тритиевой мишени (см. активационные измерения) сравнивались интенсивности γ -излучения от исследуемого образца и эталонного образца йода-127. Интенсивность γ -излучения пропорциональна сечению захвата σ_c и среднему числу γ -квантов на захват $\bar{\Phi}$. Измерение $\bar{\Phi}$ осуществлялось путем счета γ - γ -совпадений. Гамма-излучение захвата регистрировалось двумя сцинтилляционными счетчиками с монокристаллами нафталина, активированного антраценом (рис. 2). Радиосхема позволяла осуществлять регистрацию γ -лучей каждым счетчиком с энергетическим порогом $\sim 0,7$ Мэв и производить счет совпадающих во времени γ -квантов с разрешающим временем $\sim 1,5 \cdot 10^{-7}$ сек.

Сечения радиационного захвата определялись по формуле:

$$\sigma_c = \sigma_{c\text{э}} \frac{N}{N_{\text{э}}} \frac{\bar{\Phi}_{\text{э}}}{\bar{\Phi}}, \quad (2)$$

где $\sigma_{c\text{э}}$ - сечение захвата нейтронов энергии 0,2 Мэв в эталоне;

N - скорость счета γ -лучей от исследуемого образца;

$N_{\text{э}}$ - скорость счета γ -лучей от образца эталона;

$\bar{\Phi}$, $\bar{\Phi}_{\text{э}}$ - средние числа γ -квантов на акт захвата для исследуемого вещества и эталона (йода-127).

В результаты измерений вносились поправки на поглощение γ -излучения и рассеяние нейтронов в материале образцов. Экспериментальные оценки влияния рассеянных в помещении нейтронов и активации образцов показали, что эти эффекты пренебрежимо малы.

- 7 -

Полученные в результате измерений сечения приведены в табл.2. Для ряда элементов с малым сечением захвата (цирконий, стронций, барий, таллий, свинец, висмут) из-за малой интенсивности γ -излучения захвата не удалось определить $\bar{\Phi}$, поэтому для них дается лишь верхний предел σ_c .

Таблица 2

Сечения захвата (миллибарны)	
Элемент	σ_c
Mn	23 ± 7
Cu	51 ± 11
Zn	29 ± 9
Se	83 ± 17
Bz	380 ± 55
Sz	< 175
Zz	< 55
Mo	97 ± 16
Ag	590 ± 77
Cd	177 ± 33
Sn	68 ± 9
Sb	255 ± 33
Ba	130
Ta	530 ± 77
W	200 ± 35
Hg	133 ± 22
Tl	< 175
Pb	< 12
Bi	< 14

Преимуществом описанного метода измерений является возможность определения усредненного сечения для смеси изотопов элемента, включая и неактивируемые изотопы. Наряду с этим методом измерения был разработан метод, основанный на сравнении интенсивности γ -излучения от захвата быстрых и тепловых нейтронов. Метод также дает возможность измерять σ_c для неактивируемых изотопов, однако, применение его ограничено одноизотопными элементами. Чтобы уменьшить эффект, связанных с возможным отличием спектров

- 8 -

γ -лучей, захвата тепловых и быстрых нейтронов, использовался детектор, мало чувствительный к структуре спектра γ -лучей. При измерениях σ_c для золота подобный эффект оценивался экспериментально и оказался достаточно слабым.

При измерениях этим методом необходимо сравнение потоков тепловых и быстрых нейтронов, падающих на образец. Сравнение производилось с помощью ионизационной камеры деления со слоем U^{235} . Источником нейтронов, как и в предыдущем случае, служила реакция $T(p,n)He^3$. Регистрация γ -излучения захвата производилась сцинтилляционным счетчиком с кристаллом CaF_2 . Фтористый кальций регистрирует нейтроны с малой эффективностью (сечение радиационного захвата нейтронов в кальции и фторе мало), так что фон при измерениях обусловлен, в основном, γ -излучением из мишени. Другое преимущество CaF_2 — относительно большой атомный вес. Это исключает замедление нейтронов в кристалле и обеспечивает значительную эффективность регистрации γ -лучей. Малость светового выхода у фтористого кальция приводит к малой разрешающей способности счетчика по энергии и снижает его чувствительность к структуре спектра γ -лучей. Это даже полезно в используемой методике.

Величина сечения определялась по формуле:

$$\sigma_c = \sigma_{ст} \frac{\sigma_f}{\sigma_{фт}} \cdot \frac{N_c}{N_k} \bigg/ \frac{N_{ст}}{N_{кт}} \cdot \frac{n_{т}}{n_{с}} Q, \quad (3)$$

где $\sigma_{ст}$ — сечение захвата тепловых нейтронов;
 $\sigma_f, \sigma_{фт}$ — сечение деления U^{235} для нейтронов энергии 0,2 Мэв и тепловых нейтронов;
 $\frac{N_{ст}}{N_{кт}}, \frac{N_c}{N_k}$ — отношение скоростей счета сцинтилляционного счетчика и камеры деления для тепловых и быстрых нейтронов;
 $\frac{n_{т}}{n_{с}}$ — отношение чисел ядер в образцах, используемых в потоках тепловых и быстрых нейтронов.

Поправочный коэффициент Q введен для учета некоторого различия геометрии опытов в случае захвата тепловых и быстрых нейтронов, для учета поглощения γ -излучения захвата, для учета рассеяния нейтронов в образце. Для определения Q производились вспомогательные измерения с использованием точечных источни-

- 9 -

ков γ -лучей и малогабаритной спиральной камеры деления. Поглощение γ -лучей захвата в образцах исследовалось с помощью висмутовых поглотителей. Для проверки применимости метода производились измерения при различных энергетических порогах регистрации γ -лучей и с образцами различного размера. Результаты контрольных измерений в пределах ошибок совпали с результатами основных.

Таблица 3

Сечения захвата (миллибарны)

Изотоп	σ_c
Ta^{181}	370 ± 40
Au^{197}	380 ± 25
Th^{232}	210 ± 40

П. Фотонейтроны

1) Активационные измерения /7/

Методом активации измерялись сечения радиационного захвата фотонейтронов от сурьмяно-бериллиевого источника (эффективная энергия ~ 25 кэв). Метод измерений, основанный на регистрации β -активности облученных образцов, аналогичен применявшемуся при измерениях сечений захвата нейтронов от реакций $T(p,n)He^3$ и $D(D,n)He^3$. Использовался источник фотонейтронов интенсивностью $\sim 10^{-8}$ нейтр/сек при толщине бериллия ~ 10 мм (рис.3).

Образцы в защитных контейнерах располагались на расстоянии ~ 5 см от центра источника. В качестве эталона использовался йод-127.

Результаты измерения, приведенные в табл. 4 в общем согласуются с результатами работы Маклина (1). Необходимо отметить, однако, что результаты измерений Маклина, при которых использовались сравнительно толстые образцы исследуемых веществ, больше подвержены влиянию резонансной блокировки, чем результаты данной работы.

- 10 -

Таблица 4

Активационные сечения для 24 кэв миллибарны

Изотоп	σ_c
Na^{23}	$1,72 \pm 0,27$
Ar^{27}	$1,90 \pm 0,27$
Si^{30}	$2,09 \pm 0,51$
Cl^{37}	$3,71 \pm 0,64$
K^{41}	< 26
V^{51}	$32,5 \pm 2,1$
Mn^{55}	65 ± 3
Co^{59}	$7,7 \pm 0,8$
Ni^{64}	< 37
Cu^{65}	$38,6 \pm 0,3$
Zn^{68}	$24,0 \pm 2,8$
Ga^{69}	$151 \pm 1,2$
Br^{79}	710 ± 33
Sr^{86}	< 400
Rb^{87}	$29,0 \pm 1,4$
Nb^{93}	120 ± 12
Mo^{100}	112 ± 3
Ag^{107}	1330 ± 91
In^{115}	590 ± 20
Ba^{138}	$8,6 \pm 0,4$
W^{186}	285 ± 58
Au^{197}	960 ± 6
Pt^{205}	51 ± 2

2) Ослабление потока нейтронов при сферической геометрии опыта /8/

Методы, основанные на измерении ослабления пучка нейтронов при прохождении через исследуемое вещество, позволяют получать сечения захвата для неактивируемых изотопов и естественных смесей изотопов. При измерениях с быстрыми нейтронами, сечение захвата для которых составляет малую долю полного сечения,

- 11 -

необходимо использование сферической геометрии опыта, с тем чтобы в первом приближении исключить эффект упругого рассеяния. При проведении измерений изотропные источники нейтронов (фотонейтронные источники $Sb-Be$, $N\alpha-D_2O$, $N\alpha-Be$) окружались сферическим слоем исследуемого вещества (рис. 4). Сравнивались скорости счета детектора нейтронов при установленном сферическом слое и без него. Расчет сечений σ_c производился по формуле:

$$\sigma_c = \frac{\left(1 - e^{-\frac{R-2}{\lambda_{t2}}}\right) \left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right)}{\left[(R-2) \left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right) + \bar{\ell} \left(\frac{n_2}{n_1} - e^{-\frac{R-2}{\lambda_{t2}}}\right)\right] N_0}, \quad (4)$$

где

- N_0 - число ядер в cm^3 ;
 λ_{t2} - длина переноса;
 $\bar{\ell}$ - средний путь нейтронов в веществе;
 R и r - наружный и внутренний радиусы сферического слоя;
 n_1 - скорость счета детектора нейтронов при открытом источнике нейтронов;
 n_2 - скорость счета детектора при установленном сферическом слое.

Формула была получена при использовании предположения об экспоненциальном характере распределения длин путей нейтронов, испытавших упругое рассеяние в поглотителе.

Средний путь нейтрона в сферическом слое $\bar{\ell}$, с учетом многократных соударений, вычислялся по интерполяционной формуле, предложенной Казачковским:

$$\bar{\ell} = \frac{1}{2} \frac{R^2}{\lambda_{t2}} + 0,7R - \frac{3}{2} \frac{r^2}{\lambda_{t2}} + \frac{r^3}{r_0 \lambda_{t2}} + 0,29 \left(R - \frac{r}{2}\right) e^{-0,46 \left(R - \frac{r}{2}\right) / \lambda_{t2}} \quad (5)$$

При использовании этого метода для исключения эффектов упругого и неупругого рассеяния необходимо применение детектора, нечувствительного к энергии нейтронов. В описываемой работе использовался счетчик, предложенный Мак-Киbbenом [9]. Спадение эффективности счетчика для нейтронов с энергией

- 12 -

1 Мэв приводит к завышению сечений захвата (замедление нейтронов при упругом и неупругом рассеянии в исследуемом веществе). Оценки показывают, что для фотонейтронов $\text{Na}-\text{Be}$ можно ожидать завышения сечений на 20-30%, а для фотонейтронов $\text{Na}-\text{D}_2\text{O}$ - 2-4%. Результаты измерений приведены в табл. 5.

Таблица 5

Сечения поглощения (миллибарны)

Элемент	$\text{Sb}-\text{Be}$	$\text{Na}-\text{D}_2\text{O}$	$\text{Na}-\text{Be}$
Na	19 ± 3	13 ± 10	10 ± 4
Al	17 ± 3	6 ± 3	< 16
S	< 44	< 38	< 40
Ca	$< 13 \pm 10$	< 5	< 8
Cz	144 ± 6	36 ± 1	21 ± 1
Fe	19 ± 2	13 ± 2	9 ± 2
Ni	50 ± 1	26 ± 2	19 ± 6
Cu	32 ± 3	18 ± 2	19 ± 1
Zn	29 ± 2	21 ± 2	18 ± 3
Se	215 ± 11	83 ± 13	58 ± 16
Cd	321 ± 7	123 ± 5	73 ± 5
Sn	112 ± 5	52 ± 8	36 ± 6
Sb	444 ± 4	130 ± 10	100 ± 8
I	1097 ± 39	314 ± 42	101 ± 40
Ba	< 108	< 116	< 114
W	422 ± 26	133 ± 35	40 ± 33
Hg	202 ± 9	108 ± 11	43 ± 12
Pb	13 ± 3	8 ± 4	< 24
Th	457 ± 4	235 ± 6	202 ± 6
U	572 ± 7	204 ± 5	147 ± 7

- 13 -

III. Широкие спектры нейтронов

I) Активационные измерения сечений захвата нейтронов спектра деления

Данная работа была первой в описываемом цикле экспериментальных работ по измерению сечений радиационного захвата быстрых нейтронов. Во время ее постановки (1950) не были доступны такие источники быстрых нейтронов, как реакции с заряженными частицами, мощные фотонейтронные источники, реакторы на быстрых нейтронах. Это заставило использовать в качестве источника быстрых нейтронов делительный конвертер в потоке тепловых нейтронов.

Методика активационных измерений аналогична использованной Юзом /10/. Сечение захвата σ_c определялось по соотношению:

$$\sigma_c = \sigma_{ст} \cdot \frac{A_\delta}{A_\pi} \cdot \frac{F_\pi}{F_\delta}, \quad (6)$$

где: $\sigma_{ст}$ - сечение захвата тепловых нейтронов;
 $\frac{A_\delta}{A_\pi}$ - отношение активностей образцов, вызванных захватом быстрых и тепловых нейтронов;
 $\frac{F_\pi}{F_\delta}$ - отношение потоков тепловых и быстрых нейтронов.

Отношение потоков определялось как расчетным путем, так и экспериментально, с использованием в качестве эталона сечений захвата, полученных Юзом.

Облучение образцов производилось в полости тепловой колонны размером 60х60х60 см. При измерениях использовался конвертер из естественного урана.

Результаты измерений приведены в табл. 6.

- 14 -

Таблица 6

Сечения активации для спектра нейтронов
деления (миллибарны)

Изотоп	
Na^{23}	$0,54 \pm 0,18$
Al^{27}	$1,2 \pm 0,4$
Mn^{55}	$12,0 \pm 1,4$
Cu^{65}	$6,6 \pm 0,3$
Zn^{96}	$6,6 \pm 1,5$
Mo^{100}	$10,0 \pm 3,6$
Ag^{109}	193 ± 22
Pt^{198}	$58,5 \pm 4,3$
Pb^{209}	$2,7 \pm 1,1$
Bi^{209}	$2,5 \pm 0,9$
U^{238}	89 ± 18

2) Активационные измерения в центре активной зоны реактора на быстрых нейтронах БР-1

Методом активации измерялись сечения захвата ряда изотопов для спектра нейтронов, устанавливающегося в центре активной зоны реактора на быстрых нейтронах БР-1 /4/. Измерения проводились для двух вариантов реактора.

В первом варианте активная зона реактора собиралась из плутониевых стержней, экраном служил слой обедненного урана. В центре активной зоны располагался измерительный канал. Во втором варианте реактора БР-1 использовался медный экран. Кроме того, первый ряд плутониевых стержней вокруг измерительного канала заменялся вставкой из меди (рис.5). Эталон при измерениях служил Pu^{239} . Исследуемые образцы и камера деления со слоем Pu^{239} облучались совместно как в измерительном канале, так и в тепловой колонне. В остальном метод измерений аналогичен описанному ранее.

- 15 -

Результаты измерений для 2-х вариантов реактора
приведены в табл. 7.

Таблица 7

Сечение активации (миллибарны)

Изотоп	U-экран	Cu-экран
Na ²³	0,51 ± 0,02	0,53 ± 0,03
Ar ²⁷	0,82 ± 0,03	0,79 ± 0,04
Mn ⁵⁵	5,17 ± 0,26	5,85 ± 0,36
Cu ⁶³	15,25 ± 1,14	17,8 ± 1,4
Cu ⁶⁵	8,46 ± 0,73	12,8 ± 1,3
Ga ⁶⁹		57,2 ± 8,3
Ga ⁷¹		44,1 ± 5,5
Bz ⁷⁹		164 ± 21
Bz ⁸¹		63 ± 9
V ³⁹	8,3 ± 0,9	8,06 ± 0,87
Rh ¹⁰³	121 ± 9	
Ag ¹⁰⁷		155 ± 11
Ag ¹⁰⁹		263 ± 25
In ¹¹⁵	213 ± 20	
Z ¹²⁷	107 ± 10	128 ± 12
Pz ¹⁴¹	11,8 ± 0,7	30,2 ± 1,9
Ta ¹⁸¹	182 ± 15	230 ± 19

3) Осцилляторные измерения в центре активной зоны реактора на быстрых нейтронах БР-1

Для определения сечений захвата нейтронов в неактивируемых изотопах и естественных смесях изотопов использовался метод глобального осциллятора в реакторе на быстрых нейтронах БР-1.

Метод измерений основан на сравнении измерений реактивности реактора при введении в центр активной зоны исследуемого образца и образца Pu²³⁹. Изменение реактивности при введении

- 16 -

в реактор исследуемого образца происходит за счет поглощений нейтронов и за счет изменения ценности нейтронов при их упругом и неупругом рассеянии в образце. Дополнительное возмущение может вносить "канальный эффект", то есть изменение утечки нейтронов через измерительный канал при введении образца в центр активной зоны и эффект рассеяния в образце.

Осцилляторные измерения производились для двух вариантов реактора БР-1.

Исследуемый образец перемещался в центральном измерительном канале с периодом 82 сек. Для исключения "канального эффекта" образец заключался в полость медного стержня (рис.5). Уровень нейтронного потока в реакторе регистрировался с помощью ионизационной камеры со слоем бора, подсоединенной к измерителю реактивности. Система позволяла регистрировать изменение реактивности $\sim 10^{-7}$.

Сечение возмущения определялось по формуле:

$$\sigma_v = \frac{\Delta \rho}{\Delta \rho^0} \cdot \frac{N^0}{N} [\sigma_\phi^0 (\nu - 1) - \sigma_a^0] , \quad (7)$$

где $\Delta \rho$, $\Delta \rho^0$ - изменения реактивности, возникающие при введении исследуемого образца и образца Pu^{239} ;

N , N_0 - числа ядер в исследуемом образце и образце Pu^{239} .

$\sigma_\phi^0 + (\nu - 1) - \sigma_a^0$ определялось из независимого опыта /4/. Сравнение сечений возмущения (табл.8) с результатами активационных измерений показывает, что при использовании варианта реактора с медным экраном и медной вставкой в центре активной зоны, сечения возмущения оказываются близкими к сечениям поглощения нейтронов (исключая легкие и "магические" ядра). Это объясняется более слабой зависимостью ценности нейтронов от энергии для такой системы, и, таким образом, более слабым влиянием упругого и неупругого рассеяния нейтронов в образце.

В варианте с урановым экраном сечения возмущения сильнее отличаются от сечений поглощения. Результаты измерений в варианте с урановым отражателем близки к результатам работы Холмса и др./11/.

- 17 -

Таблица 8

Сечения возмущения (миллибарны)

Элемент	Cu -экран	U -экран	Элемент	Cu -экран	U -экран
Na	2,00 ± 0,13	17,1 ± 0,8	Rh	177 ± 1	219 ± 2
Mg	3,55 ± 0,04	13,7 ± 0,4	Pd	135 ± 1	170 ± 1
Al	7,3 ± 0,1	22,4 ± 0,2	Ag	227 ± 1	261 ± 1
Si	9,0 ± 0,1	17,2 ± 0,4	Cd	109,0 ± 1,3	168,0 ± 1,3
S	67,9 ± 0,5	93,4 ± 1,2	In	274 ± 1	303 ± 2
Cl	54,4 ± 1,1	66,1 ± 2,4	Sn	61 ± 1	98 ± 1
K	39,1 ± 1,2	60,6 ± 1,7	Sb	146 ± 1	173 ± 2
Ca		51,4 ± 2,6	Te	142 ± 1	183 ± 3
Ti	11,7 ± 0,3	27,7 ± 1,0	Cs	155 ± 3	177 ± 6
V	2,7 ± 0,1	25,9 ± 0,4	Ba	17,7 ± 0,6	41,7 ± 1,6
Cr	22,3 ± 0,3	34,7 ± 0,9	La	15,1 ± 2,5	133 ± 1
Mn	13,3 ± 0,2	33,1 ± 0,6	Ce	24,8 ± 2,2	95,3 ± 2,4
Fe	30,0 ± 1,0	52,6 ± 0,6	Pr	59,4 ± 3,6	162 ± 5
Co	20,61 ± 0,13	49,4 ± 0,6	Nd	56,4 ± 2,6	194 ± 13
Ni	65,5 ± 0,4	98,7 ± 0,2	Sm	195 ± 7	305 ± 15
Cu	45,5 ± 0,1	74,0 ± 0,4	Gd	213 ± 1	184
Zn	44,1 ± 0,3	80,0 ± 0,7	Ta	228 ± 1	270 ± 1
Ge	45,6 ± 0,6	70,2 ± 1,5	W	114 ± 1	180 ± 9
Se	35,8 ± 0,4	71,3 ± 1,7	Pt	133 ± 1	187 ± 1
Br	114 ± 2	122 ± 5	Au	187 ± 1	223 ± 1
Sr	28,5 ± 1,6	56,2 ± 3,7	Hg	62 ± 1	107 ± 4
Y	7,6 ± 1,7	53,3 ± 8,6	Pb	21,7 ± 0,4	43,2 ± 0,4
Zr	20,8 ± 0,3	56,4 ± 0,5	Bi	18,8 ± 0,2	44,8 ± 0,4
Nb	76,0 ± 0,7	111 ± 2			
Mo	65,0 ± 0,6	108 ± 1,4	Th	106 ± 1	157 ± 1

4) Активационные измерения в экране реактора

БР-2

Для большой группы изотопов методом активации измерялись сечения захвата нейтронов спектра, устанавливающегося в урановом экране реактора БР-2 [12] на расстоянии 20 см от края активной зоны.

- 18 -

В качестве основного эталона при измерениях использовался Pu^{239} . Промежуточным эталоном служил йод-127. Исследуемые образцы и образец йода-127 совместно облучались в измерительном канале экрана реактора (рис.6) и в канале тепловой колонны. Сечение захвата σ_c вычислялось по соотношению:

$$\sigma_c = \sigma_{cэ} \cdot \frac{\sigma_{ст}}{\sigma_{эт}} \cdot \frac{A_{\delta}}{A_{\deltaэ}} \cdot \frac{A_{тэ}}{A_{т}}, \quad (8)$$

(Обозначения аналогичны (1))

Величина $\frac{\sigma_{сэ}}{\sigma_{ст}} \left(\frac{\sigma_{сэ}}{\sigma_{ст}} \right)$ определялась путем сравнения с сечениями деления Pu^{239}

Сопоставление измеренных сечений захвата для ряда элементов (Zr) Mn, Ag, Au) с зависимостью сечения захвата от энергии для этих элементов, известной из других работ [5], позволяло оценить эффективную энергию захватываемых нейтронов. Эффективная энергия составила 0,15 Мэв.

Таблица 8

Сечения активации в экране БР-2 (миллибарны)

Изотоп	σ_c	Изотоп	σ_c
Na^{23}	$1,34 \pm 0,13$	Sr^{88}	$2,7 \pm 0,3$
Mg^{26}	$8,9 \pm 1,0$	Zr^{94}	$4,7 \pm 0,3$
Al^{27}	$1,80 \pm 0,03$	Nb^{93}	106 ± 3
K^{41}	$5,7 \pm 0,4$	Mo^{100}	$43,2 \pm 1,1$
Ca^{44}	$1,6 \pm 0,1$	Mo^{98}	$41,6 \pm 2,1$
Mn^{55}	$11,6 \pm 0,05$	Rh^{103}	564 ± 15
V^{51}	$11,3 \pm 0,9$	Pd^{110}	$36,0 \pm 3,6$
Fe^{58}	$19,0 \pm 3,0$	Ag^{107}	366 ± 35
Co^{59}	$35 \pm 1,4$	In^{115}	314 ± 19
Ni^{64}	$6,3 \pm 0,1$	Ba^{138}	$2,6 \pm 0,1$
Cu^{63}	$49,5 \pm 3,4$	La^{139}	$31,0 \pm 0,3$
Cu^{65}	$24,7 \pm 1,2$	Pz^{141}	223 ± 12
Ga^{69}	123 ± 2	Ta^{181}	632 ± 33
Ga^{71}	43 ± 2	W^{186}	158 ± 3
Bz^{79}	465 ± 10	Au^{197}	530 ± 17
Bz^{81}	176 ± 7	Hg^{204}	420 ± 42
Rb^{85}	222 ± 22	Bi^{209}	$2,5 \pm 0,1$
Rb^{87}	$14,0 \pm 0,4$	U^{238}	$187 \pm 0,3$
Sz^{86}	$11,2 \pm 0,6$		

- 19 -

Результаты измерений сечений радиационного захвата использовались в системах многогрупповых констант для расчета реакторов на быстрых нейтронах. Малость этих сечений для большинства материалов, которые могут быть использованы как теплоносители, конструкционные материалы, разбавители обеспечивают возможность получения значительных коэффициентов воспроизводства в реакторах на быстрых нейтронах.

При рассмотрении зависимости сечений от числа нуклонов в ядре ярко проявляются закономерности, отмеченные еще Юзом (10). Сечения систематически растут с ростом A от 1 до 100, затем в среднем остаются постоянными (рис. 7,8,9). В то же время наблюдается резкое падение сечений в областях магических чисел, связанные с малой плотностью уровней в соответствующих возбужденных составных ядрах. Особенно сильно падение сечений проявляется в результатах активационных измерений в экране БР-1 (рис.7).

Слабее этот эффект проявляется у сечений захвата, полученных методом ослабления в сферической геометрии и по γ -лучам захвата (рис. 8), что, правда, целиком объясняется малой пригодностью этих методов для измерения очень малых сечений захвата магических ядер. Здесь, однако, можно видеть, что падение сечений происходит уже у изотопов, предшествующих изотопам с замкнутыми оболочками (вольфрам, ртуть, таллий). Наряду с эффектом образования замкнутых оболочек проявляется и эффект четности числа нуклонов в ядре. У ядер с четным Z сечения захвата в среднем меньше, чем в случаях ядер с нечетными Z .

Подобные же закономерности проявляются в сечениях захвата, полученных при осцилляторных измерениях в реакторе на быстрых нейтронах (рис. 9).

Л и т е р а т у р а

1. Macklin R.L. et al., Neutron Activation Cross Sections with Sb-Be Neutrons, Phys.Rev., 1957, 107, 504
2. H.C. Martin and R.F. Taschek. The (n) and $(n,2n)$ Reactions in Jodine, Phys.Rev., 1953, 89, 1302
3. W.D. Allen, A.T.G. Ferguson, The Fission Cross Section of U-233, U-235 and Pu-239 for Neutrons in the Energy Range 0,036 Mev to 3,0 Mev, Proc.Phys.Soc. 1957, A, 70, 573

- 20 -

4. Лейпунский А.И. и др. Исследования по физике реакторов на быстрых нейтронах, доклад, представленный на Вторую Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, 1958
5. Hughes D.J., Harwey J.A., Neutron Cross Sections, 1955, BNL-325
6. Hughes D.J., Schwartz R.B. Neutron Cross Sections, Supplement, 1957, №1, BNL-325.
7. Кононов В.Н., Толстиков В. Измерение сечений радиационного захвата для сурьма-бериллиевых фотонейтронов, 1957. Будет опубликовано
8. Беланова Т.С. Измерение сечений поглощения быстрых нейтронов, 1957. В печати
9. Hanson A.O. and McKibben J.L., A Neutron Detector Having Uniform Sensitivity from 10 Kev to 3 Mev, Phys. Rev., 1947, 89, 673
10. Hughes D.J., Spatz W.D. and Goldstein N. Capture Cross Sections for Fast Neutrons Phys. Rev., 1949, 75, 1781
11. Holmes J. et al. Experimental Studies on Fast Neutron Reactors. Доклад на Женевской конференции, 1955
12. Лейпунский А.И., Блохинцев Д.И., Аристархов Н.Н., Бондаренко И.И. Козачковский О.Д., Пинхасик М.С., Ставиский Ю.Я., Стумбур Э.А., Украинцев Ф.И., Усачев Л.Н. Экспериментальный реактор на быстрых нейтронах БР-2, Атомная энергия, 1957, 11, 6, 437

3Г

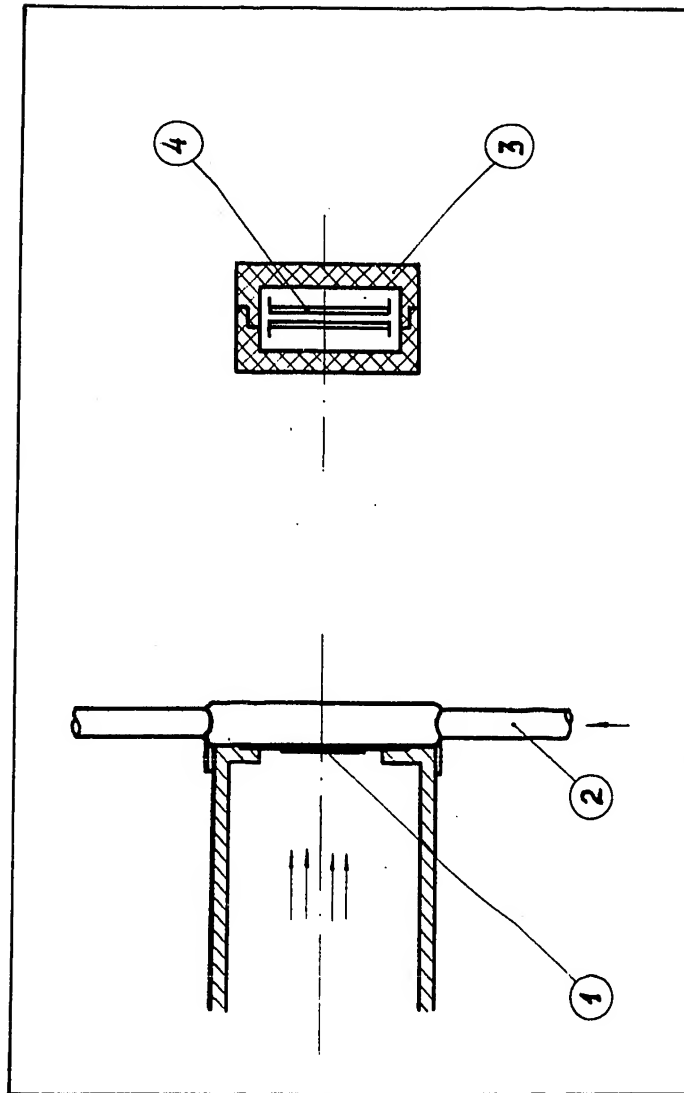


Рис. 1. Активационные измерения. 1-й слой титана с абсорбированным тритием. 2. Охлаждение мишени водяным паром. 3. Кадмиевый контейнер с борной засыпкой. 4. Образцы

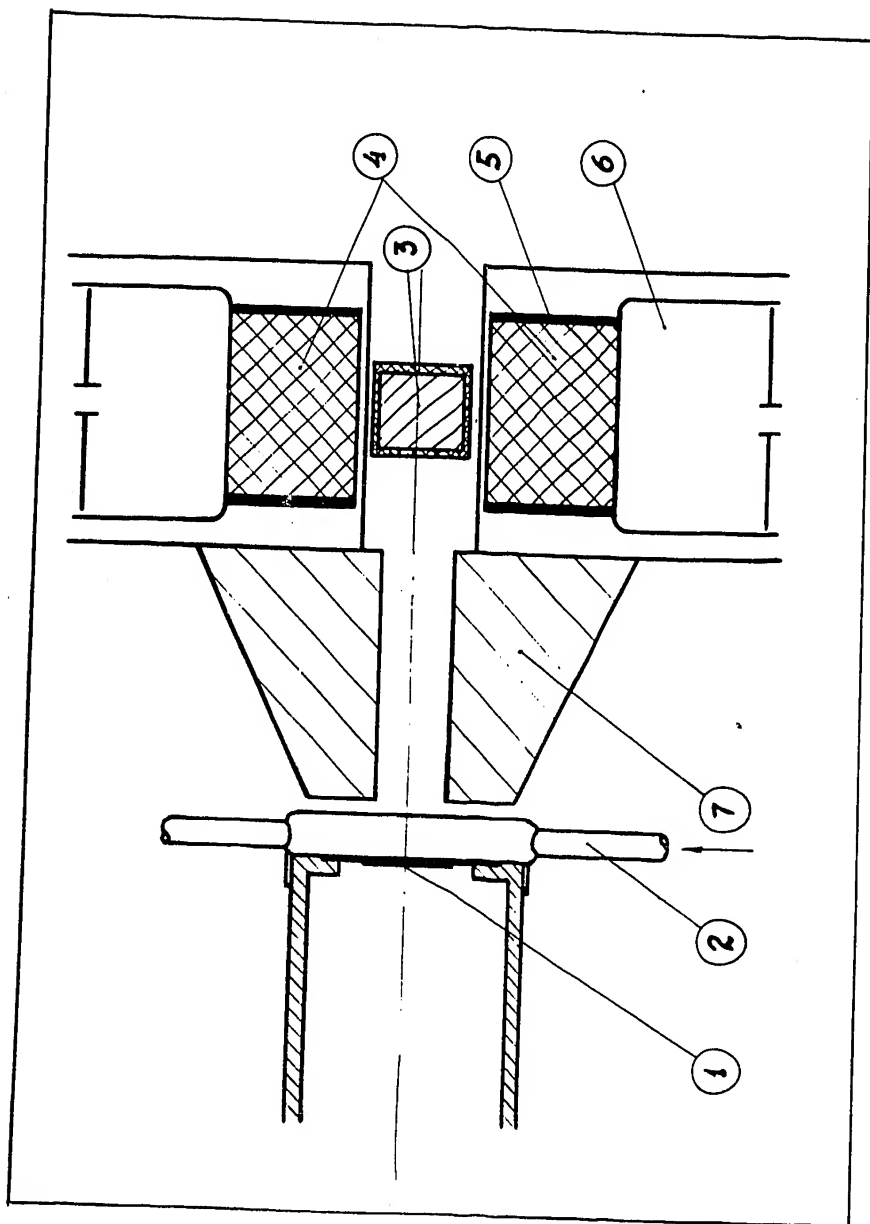


Рис. 2. Регистрация γ -лучей захвата. 1. Третья-
вая мишень. 2. Охлаждение водяным паром.
3. Образец с борной защитой. 4. Кристаллы
нафталина с антраценом. 5. Алюминиевые отра-
жатели. 6. Фотоумножитель ФЭУ-19. 7. Защит-
ный свинцовый экран.

- 23 -

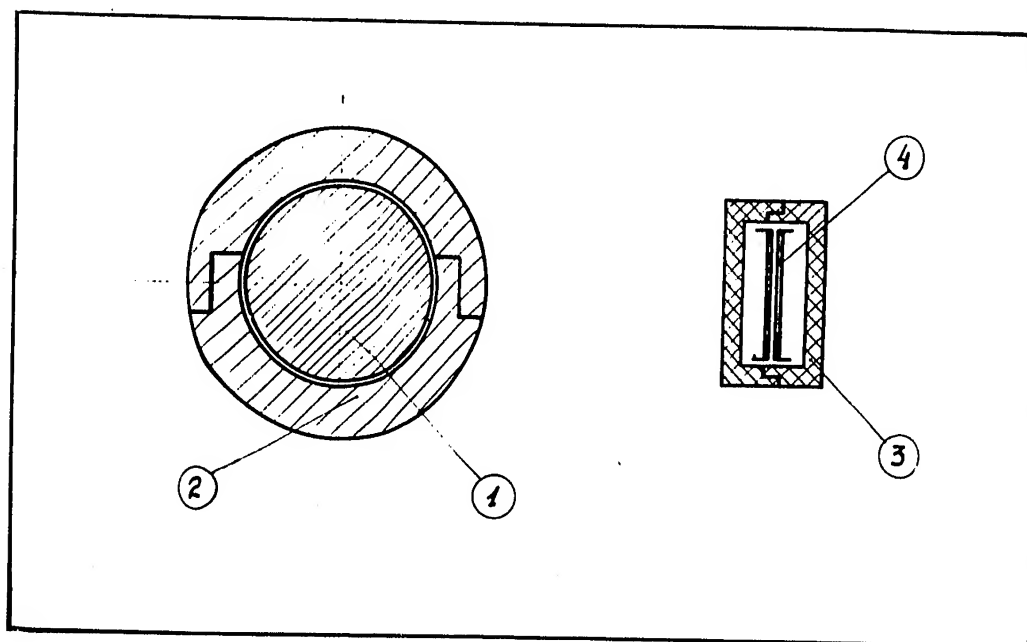


Рис. 3. Активационные измерения с фотонейтронами.
1. γ -источник ^{90}Sr . 2. Бериллий. 3. Кадмиевый контейнер с борной засыпкой.
4. Образцы

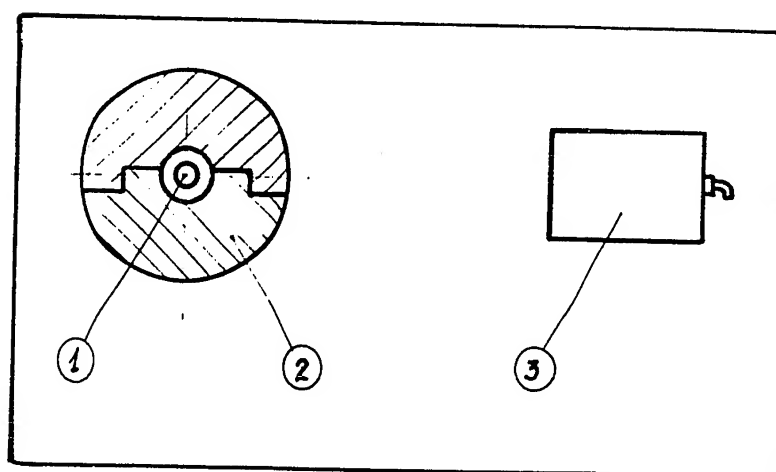


Рис. 4. Сферическая геометрия. 1. Источник нейтронов. 2. Исследуемое вещество. 3. Детектор нейтронов

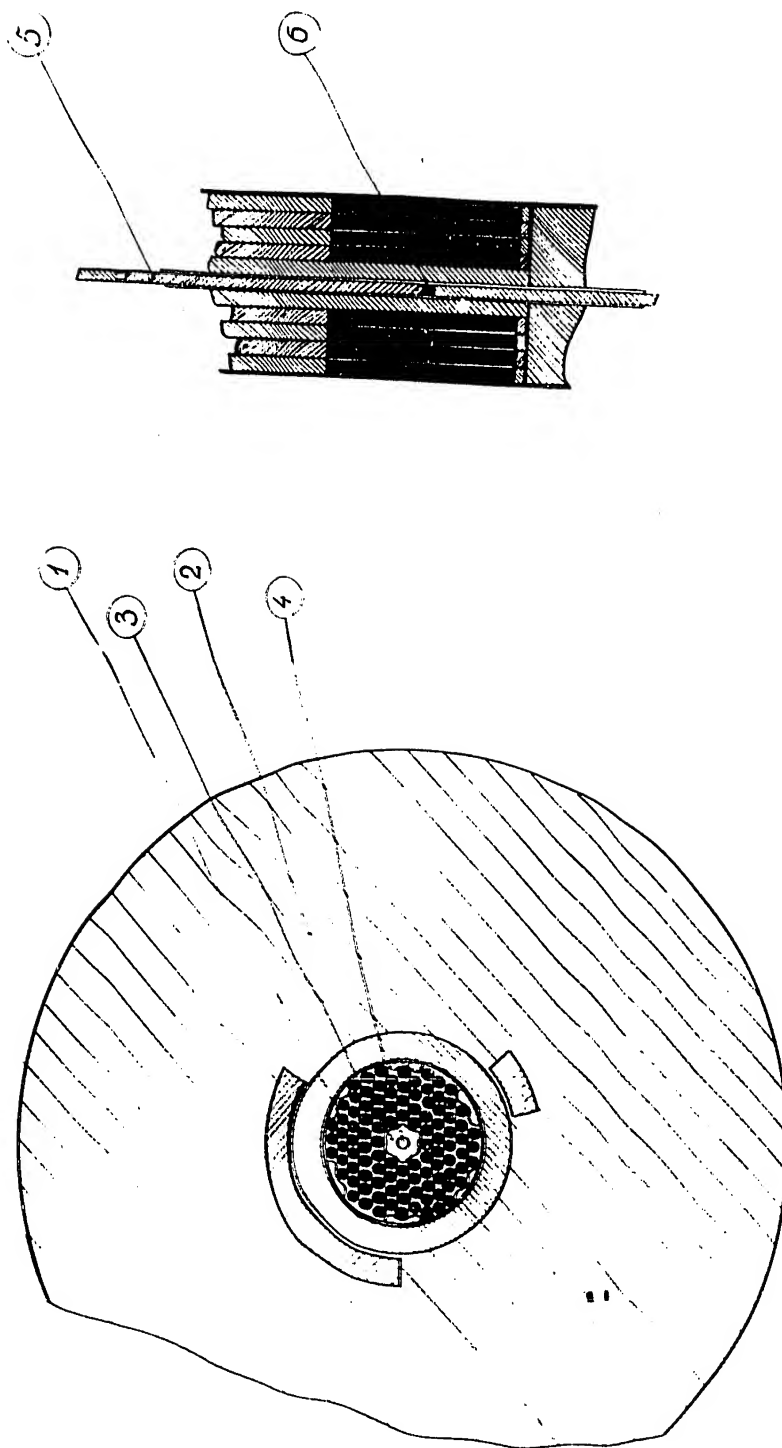


Рис.5. Реактор БР-1. Осцилляторные и активационные измерения. 1. Ак-
тивационная зона. 2. Экран. 3. Медная вставка. 4. Измерительный
канал. 5. Осцилляторный стержень. 6. Образец

- 25 -

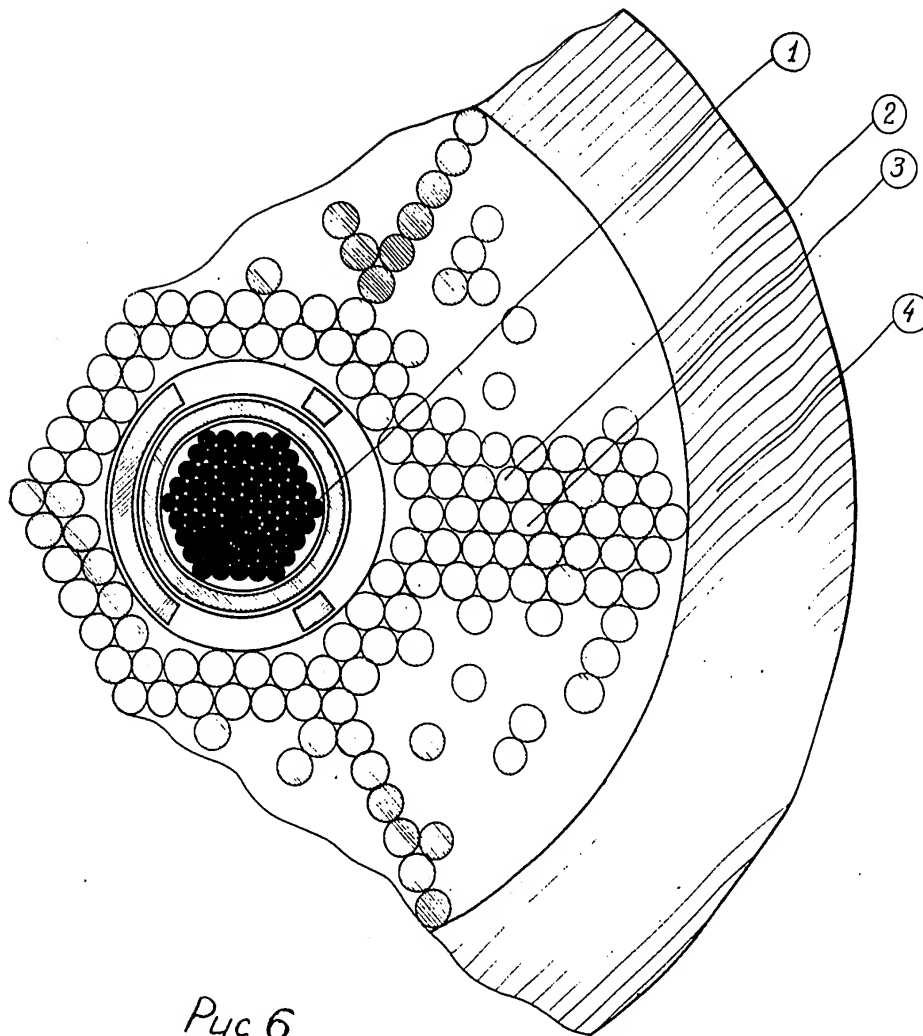


Рис 6

Рис. 6. Реактор БР-2. Активационные измерения.
1. Активная зона. 2. Урановый экран.
3. Измерительный канал. 4. Медный экран

Рис. 7. Сечения захвата нейтронов с энергией 0,15-0,2 Мэв, полученные при активационных измерениях. Зависимость от числа нейтронов в ядре-мишени

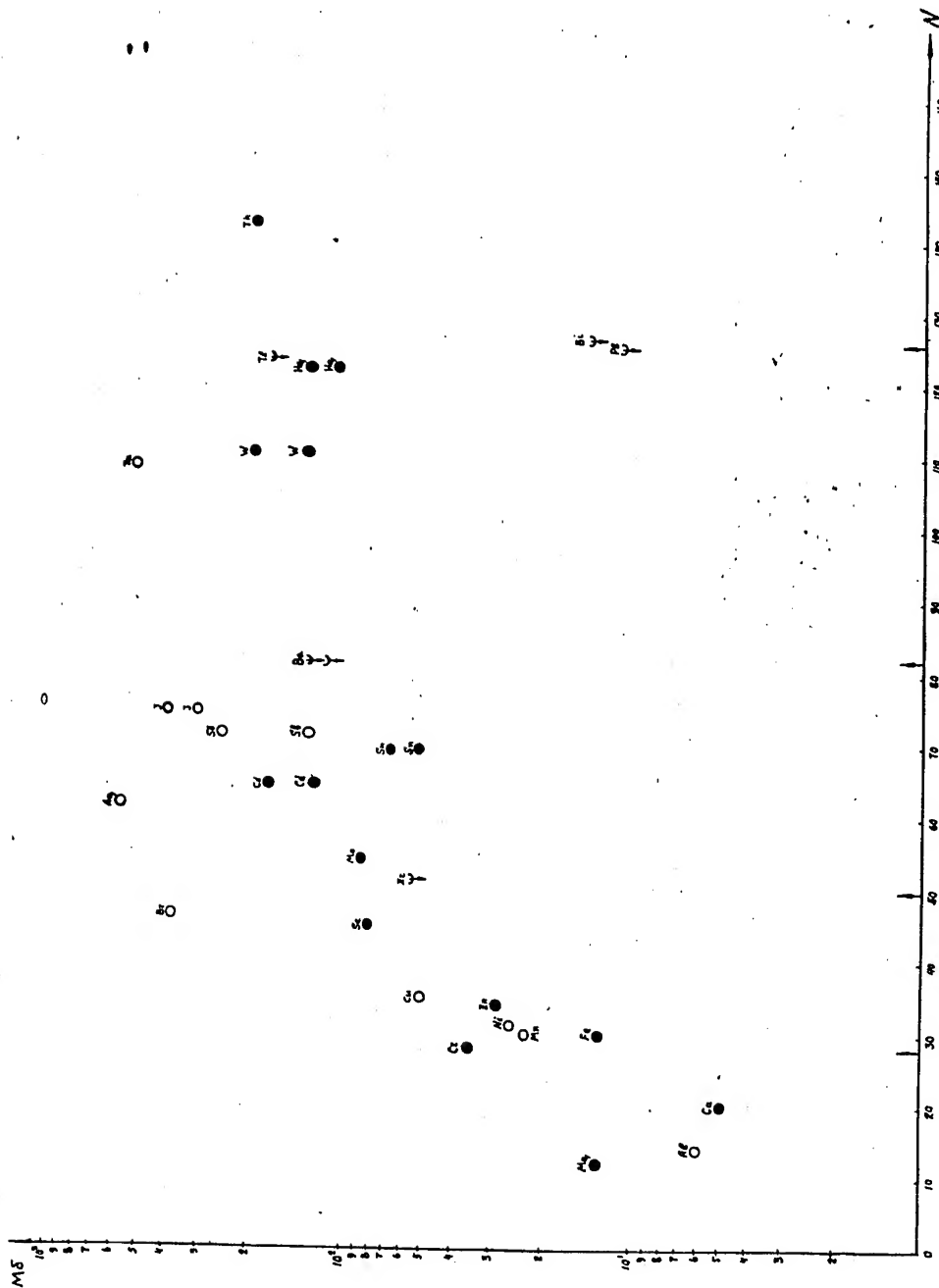


Рис.8. Зависимость сечений захвата нейтронов с энергией 0,2 Мэв от среднего числа нейтронов в ядре (результаты измерений в сферической геометрии и по λ -лучам захвата). ● — ядра с четным Z , ○ — ядра с нечетным Z .

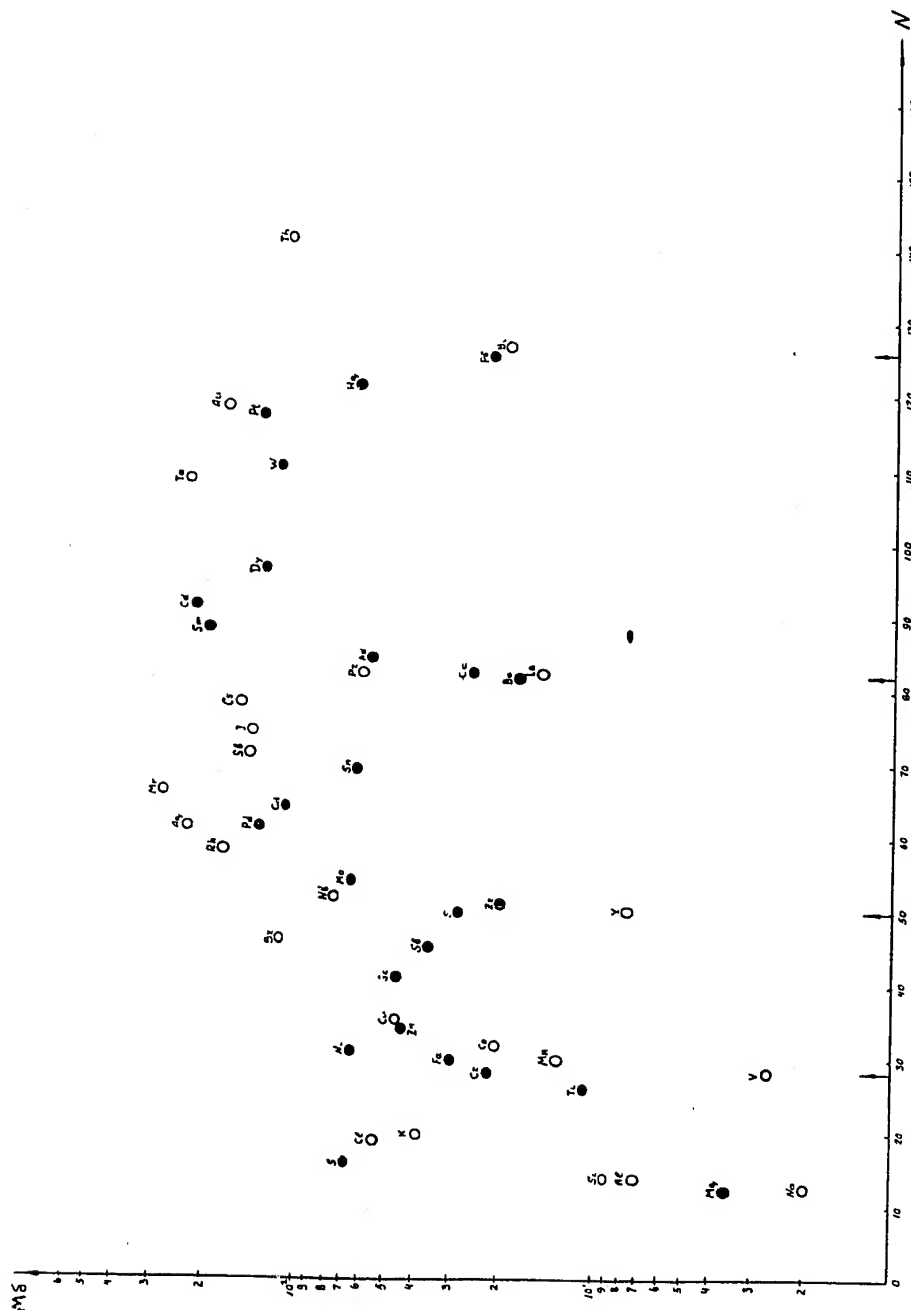


Рис.9. Зависимость сечений возмущения от среднего числа нейтронов в ядре. Осцилляционные измерения для медного варианта БР-1.
● - ядра с четным Z , ○ - ядра с нечетным Z